

KEWPIE2 : Un code statistique dédié aux noyaux composés exotiques

Anthony MARCHIX

GANIL, BP 55027 14076 CAEN cedex 05 FRANCE



Résumé

Une nouvelle méthode est proposée pour pouvoir calculer les très faibles sections efficaces de formation des noyaux super-lourds, voire des noyaux très exotiques tels que ceux proposés pour SPIRAL2. Cette méthode est basée sur la discrétisation en bins du spectre en énergie de tous les noyaux produits lors de la cascade de désexcitation. Un calcul dynamique a également été inclus pour pouvoir calculer des temps de fission longs.

8.1 Introduction

Depuis l'élaboration du modèle en couches [1], un "îlot de stabilité" est prédit théoriquement dans la région des noyaux super-lourds. D'après le modèle de la goutte liquide, ces noyaux sont très instables par rapport à la fission. Mais grâce aux fermetures de couches protons et neutrons, ces noyaux acquièrent une extra-stabilité. La fermeture de couches est un effet quantique dû à l'organisation des nucléons au sein du noyau. Malheureusement, suivant le modèle utilisé pour obtenir ces fermetures de couches, on obtient des valeurs différentes. Par exemple, si on utilise un potentiel de Wood-Saxon, celui-ci nous indique que l'"îlot de stabilité" se situe autour de $Z=114$ et $N=184$. Dans le cas du modèle FRDM [2], on obtient, $Z=114$ et $N=178$. Suivant un modèle HFB (Hartree-Fock-Bogoliubov), $Z=126$ et $N=184$, et selon un modèle RMF (Relativistic Mean Field), $Z=120$ et $N=172$. Bien sûr, les énergies de correction de couches sont différentes suivant le modèle et prennent des valeurs pouvant aller du simple au double.

D'un point de vue expérimental, la méthode utilisée pour synthétiser les noyaux super-lourds est la fusion de noyaux lourds, ou plus exactement, la fusion-évaporation. Malheureusement, les sections efficaces de formation des noyaux super-lourds sont très faibles, de l'ordre du picobarn. Avec la technologie actuelle, il faut environ un mois pour pouvoir synthétiser un noyau dans son niveau fondamental. Du point de vue théorique, nous divisons cette réaction en trois étapes [3] :

1. La phase d'approche, avec le passage de la barrière coulombienne, pour atteindre le point de contact.

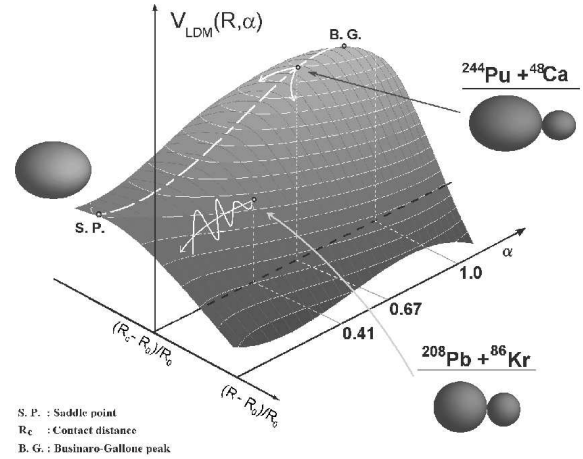


FIG. 8.1 – Cette figure représente la barrière de fusion, suivant le modèle de la goutte liquide, utilisé pour le "Two Step Model", où nous pouvons observer la dépendance de celle-ci en fonction de l'élongation et de l'asymétrie de masse des noyaux.

Le code utilisé est basé sur le "Surface Friction Model" [4], auquel une extension stochastique a été ajoutée [5].

2. La phase de fusion, pour atteindre le noyau composé dans un état excité. On utilise, pour cette partie, un code Langevin. [6].
3. La désexcitation du noyau composé par évaporation de particules légères. On utilise ici un code nommé KEWPIE2 [7], que je vais présenter par la suite.

Nous pouvons diviser la phase d'entrée en deux parties, "Two Step Model" [6], car, dans le cas des noyaux super-lourds, qui sont des noyaux très déformés, le point de contact se trouve avant la barrière de fusion (figure 8.1). Expérimentalement, il a été observé qu'il était de plus en plus difficile de fusionner deux noyaux lourds lorsque le produit de leur charge augmentait. On parle de "fusion hindrance". Dans les autres codes de fusion de noyaux lourds, cet effet est pris en compte en incluant un paramètre libre appelé "extra-push", qui est ajusté aux données expérimentales, puis extrapolé aux noyaux super-lourds. Grâce aux deux

codes proposés, ce phénomène de suppression de la fusion apparaît naturellement, en prenant en compte la friction. Cette dernière représente la dissipation d'énergie et de moment angulaire lors de la réaction.

D'un point de vue énergétique, nous sommes confrontés à un dilemme. Si l'énergie d'excitation du noyau composé est suffisante pour pouvoir évaporer plus de trois particules légères, on parlera de "fusion chaude", sinon on parlera de "fusion froide". Suivant ces deux types de réactions, il y aura toujours un facteur limitant, qui fera que les probabilités calculées seront toujours très faibles. En ce qui concerne les réactions de "fusion chaude", il s'agit de la probabilité de survie du noyau composé, car celui-ci est formé dans un état excité très élevé. La majeure partie de la désintégration partira en fission. Alors que pour les réactions de "fusion froide", ce sera la probabilité de fusion, car l'énergie disponible pour franchir les barrières coulombiennes et de fusion est assez faible. Le système, dans la majeure partie des cas, rebondira contre la barrière de fusion, on parle de "quasi-fission". Dans les deux cas, les sections efficaces de formation des noyaux super-lourds sont très faibles, ce qui représente un challenge à la fois théorique et expérimental.

8.2 KEWPIE2 : La partie statistique

Je vais vous présenter la partie statistique, qui permet de calculer la probabilité de survie du noyau composé et de ses noyaux fils, après l'évaporation d'un certain nombre de particules légères.

8.2.1 Ingrédients principaux d'un code statistique de désexcitation de noyaux composés

Je vais tout d'abord introduire les ingrédients principaux qu'un code de désexcitation doit contenir.

1. Nous devons prendre en compte la compétition entre l'évaporation de particules légères, telles que des neutrons et protons, et la fission. Grâce à l'évaporation de particules légères, nous pouvons ainsi former de nouveaux noyaux, qui eux-mêmes peuvent se désexciter en émettant des particules. Nous obtenons ainsi une cascade de noyaux radioactifs, dans laquelle se trouve le résidu d'évaporation qui nous intéresse.
2. Pour calculer les différentes largeurs d'évaporation et de fission, nous devons utiliser un formalisme. En ce qui nous concerne, nous utilisons celui de Hauser-Feshbach [8] ou de Weisskopf [9] pour

l'émission de particules légères, et celui de Bohr-Wheeler [10] pour la fission. Pour ce dernier processus, nous pouvons également inclure le facteur de Strutinsky [11] et de Kramers [12] pour tenir compte de la friction. Lors du processus de fission, la friction représente la dissipation d'énergie due aux interactions entre les degrés de liberté intrinsèques (collisions nucléon-nucléon au sein du noyau) et collectifs (déformations, résonnances du noyau).

3. Un paramètre clé de ces différents formalismes est l'utilisation d'une densité de niveaux. Dans notre cas, nous prenons celle provenant de Bohr-Mottelson [13], avec une dépendance en moment angulaire.
4. Bien entendu, lorsque l'on utilise une densité de niveaux, nous avons besoin d'un paramètre de densité de niveaux. Nous avons pris celui de Töke-Swiatecki [14] auquel nous avons ajouté la prescription d'Ygnatyuk [15] pour tenir compte de la suppression des énergies de correction de couches avec l'augmentation de la température.

8.2.2 Spécificité de KEWPIE2

En ce qui concerne la spécificité de notre code, elle réside dans le fait que dû aux très faibles probabilités calculées, nous ne pouvons pas utiliser un code Monte-Carlo. Cela nécessiterait des temps de calculs trop importants pour pouvoir obtenir une statistique correcte. La méthode choisie consiste à discrétiser en bins le spectre d'énergie de chaque noyau de la cascade [7]. Ceci revient à introduire deux boucles dans notre code : la première sur l'énergie d'excitation du noyau père, qui permet de déterminer le bin qui va subir la désintégration, la deuxième sur l'énergie cinétique de la particule émise, qui permet de déterminer le bin du spectre du noyau fils qui reçoit la désintégration. Bien entendu, pour chaque valeur prise, pour l'énergie d'excitation du noyau père, et pour l'énergie cinétique de la particule émise, nous calculons la probabilité de survie associée à cette désintégration. Pour obtenir tout le spectre en énergie du noyau fils, nous devons donc sommer toutes les contributions provenant de toutes les valeurs possibles prises par les différentes énergies. Et ainsi de suite pour chaque noyau de la cascade.

En ce qui concerne la partie statistique, notre code ne contient que deux paramètres libres :

1. L'énergie de damping, qui provient de l'introduction de la prescription d'Ygnatyuk. Ce paramètre a été fixé à 18.5 MeV par un fit sur des données obtenues sur des noyaux stables.
2. Le facteur de correction de couches, qui permet de prendre en compte l'incertitude qui réside sur

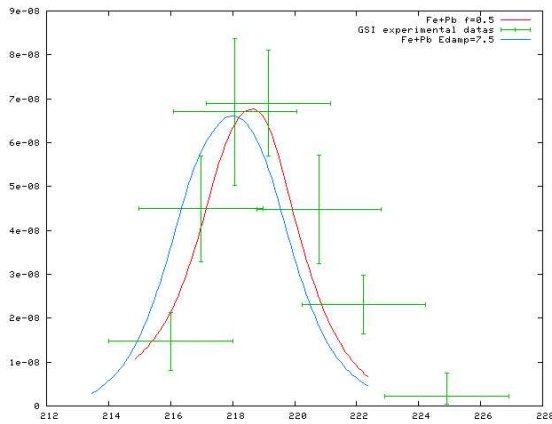


FIG. 8.2 – La figure représente la section efficace $1n$ (mbarn) provenant de la réaction Fer58-Plomb208 en fonction de l'énergie dans le centre de masse (MeV). En vert : Données expérimentales provenant de GSI. En rouge : $E_{damp}=18.5$ MeV, $f=0.5$. En bleu : $E_{damp}=7.5$ MeV, $f=1.0$.

la localisation exacte de “l'îlot de stabilité”. Pour les énergies de correction de couches, nous utilisons celles données par le modèle FRDM. Ce paramètre libre permet donc de réduire, ou d'augmenter, les valeurs des énergies de correction de couches.

La confrontation de nos calculs avec les résultats expérimentaux doit permettre la détermination de ces deux paramètres.

8.2.3 Comparaison aux données expérimentales

Nous avons donc appliqué nos calculs aux réactions de “fusion froide”, avec l'étude du canal d'évaporation $1n$ (1 neutron), pour la synthèse de noyaux super-lourds. Le problème principal que l'on rencontre dans ce type de réaction est le manque de statistique dû aux très faibles probabilités, ce qui explique les importantes barres d'erreur affectant les données expérimentales présentées sur les figures 8.2 et 8.3.

Les calculs théoriques donnent pour l'allure du pic $1n$ une croissance plutôt lente des sections efficaces de formation, due à l'augmentation du quotient Γ_n/Γ_f , suivie d'une décroissance très rapide provenant de la fission de première chance du noyau fils (ouverture du canal de fission). Pour pouvoir comparer nos calculs aux résultats expérimentaux, qui présentent une allure gaussienne, nous avons dû effectuer une moyenne sur 3 MeV, qui provient de l'incertitude expérimentale sur l'énergie dans le centre de masse, liée à l'incertitude sur l'énergie du faisceau incident d'une part, et à l'incertitude sur l'épaisseur de la cible d'autre part.

Les calculs théoriques sont dans un premier temps com-

parés aux résultats expérimentaux pour le système Fer 58 sur Plomb 208 (Fig. 22.2). Cette réaction permet de synthétiser le noyau composé $Z=108$ dans un état excité, puis je me suis intéressé au canal d'évaporation $1n$. J'ai implémenté sur la figure deux calculs théoriques, représentant deux calculs extrêmes du point de vue des valeurs que peuvent prendre les deux paramètres libres signalés précédemment. La courbe rouge représente un calcul en utilisant une énergie de damping à sa valeur initiale, $E_{damp}=18.5$ MeV, et un facteur de correction de couches de $f=0.5$. Cela signifie que nous n'utilisons que la moitié des énergies de correction de couches données par le modèle FRDM. Par contre, la courbe bleue, représente un calcul en utilisant $f=1.0$ et $E_{damp}=7.5$ MeV. Nous utilisons donc, la totalité des énergies de correction de couches, par contre le fait d'utiliser une énergie de damping plus faible, revient à dire, que les énergies de correction de couches sont beaucoup plus instables, vis-à-vis de la température, pour les noyaux super-lourds, que pour les noyaux stables.

Sur la figure 8.3, je me suis intéressé au système Nickel 64 sur Plomb 208, qui permet de synthétiser l'élément $Z=110$ dans un état excité, puis j'ai étudié le canal d'évaporation $1n$. Sont reportées sur cette figure les données expérimentales provenant de deux expériences différentes, l'une effectuée au GSI (Allemagne) en vert, l'autre à RIKEN (Japon) en bleu. Le désaccord sur la position du pic est vraisemblablement dû à un problème de calibration de l'énergie du centre de masse. Les courbes rouge et violette représentent notre calcul pour $f=0.4$ et $E_{damp}=18.5$ MeV, et $f=1.0$ et $E_{damp}=7.5$ MeV respectivement. Pour ce système, si je prends, pour notre premier calcul, un facteur de correction de couches identique au système précédent, soit $f=0.5$ et $E_{damp}=18.5$, les sections efficaces de formation du résidu d'évaporation après évaporation de un neutron seraient trop importantes, et ne concorderaient pas avec les valeurs expérimentales.

J'ai donc étudié le canal d'évaporation $1n$ sur deux systèmes supplémentaires : Ni+Bi ($Z=111$) et Zn+Pb ($Z=112$). J'ai pu constater que si je ne modifiais que le facteur de correction de couches, j'étais obligé d'ajuster ce paramètre suivant le système. Alors que si je ne modifie que le paramètre d'énergie de damping, et en utilisant une valeur pour ce dernier de 7.5 MeV, j'arrivais à reproduire les données expérimentales, pour tous les systèmes étudiés. Ceci n'est qu'une conclusion préliminaire, car une étude plus approfondie reste à effectuer : il nous faudra notamment étendre nos calculs à d'autres régions de la carte des noyaux, ainsi qu'à des réactions de “fusion chaude” pour les noyaux super-lourds.

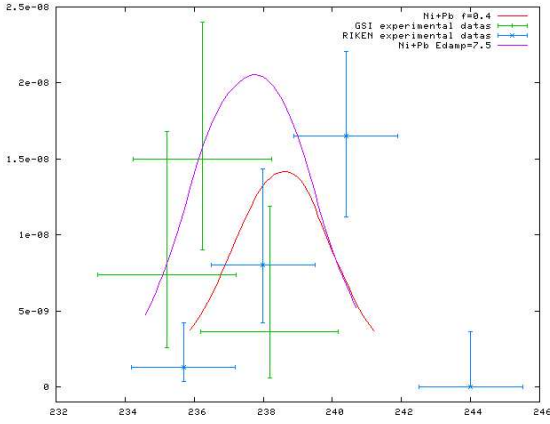


FIG. 8.3 – La figure représente la section efficace $1n$ (mbarn) provenant de la réaction Nickel64-Plomb208 en fonction de l'énergie dans le centre de masse (MeV). En vert : Données expérimentales provenant de GSI. En bleu : Données expérimentales provenant de RIKEN. En rouge : $E_{damp}=18.5$ MeV, $f=0.4$. En violet : $E_{damp}=7.5$ MeV, $f=1.0$.

8.3 KEWPIE2 : La partie dynamique

Un calcul dynamique a également été inclus dans KEWPIE2, pour pouvoir calculer des temps de fission longs. Généralement, la méthode utilisée pour calculer des temps de fission est d'utiliser un code de type Langevin. Malheureusement, lorsque les temps de fission deviennent longs, les temps de calculs augmentent d'une manière assez importante. Pour pouvoir calculer les temps de fission, nous avons résolu les équations de Bateman qui nous donnent l'évolution au cours du temps de la population d'une chaîne radioactive.

Le calcul de la largeur de fission prend en compte :

1. La déformation au point-selle pour le paramètre de densité de niveaux
2. La friction, en incluant le facteur de Kramers. Ce qui introduit un paramètre libre supplémentaire dans notre code.

Expérimentalement, les temps de fission sont déterminés à partir de la multiplicité neutrons. Cependant, la méthode utilisée dépend du modèle nucléaire, d'où une incertitude assez importante sur la mesure de ces temps et sur la valeur des paramètres libres à utiliser. La multiplicité neutrons correspond à un temps allant du fondamental au point-de-scission (point de séparation des deux fragments de fission). Or, actuellement, KEWPIE2 ne calcule l'émission de neutrons que du fondamental au point-selle (sommet de la barrière de fission). Il manque donc, dans nos calculs, le temps de transition entre le point-selle et le point-de-scission,

qui, dans le cas des noyaux super-lourds, est assez important du fait que le point-selle est peu déformé.

Pour pouvoir valider ces calculs, j'ai participé à une expérience de mesure de temps de fission de noyaux super-lourds. Nous avons utilisé un cristal de germanium comme cible, bombardé par un faisceau de plomb, puis d'uranium, dans le but de former les noyaux composés $Z=114$ et $Z=124$ respectivement. La méthode utilisée est la technique du blocage cristallin [16], qui permet d'obtenir une mesure de temps de fission indépendante du modèle nucléaire. De plus, pour s'affranchir des problèmes liés à la statistique, nous nous sommes placés dans la gamme en énergie des réactions de "fusion chaude", car l'observable qui nous intéresse est liée à la fission. Le temps de fission doit être plus long quand on s'approche de "l'îlot de stabilité".

8.4 Conclusion

KEWPIE2 ne comporte que trois paramètres libres :

1. Le facteur de correction de couches.
2. L'énergie de damping.
3. La friction.

Les deux premiers paramètres sont fixés grâce à la partie statistique, alors que le dernier est fixé par la partie dynamique. Nous avons pu constater un bon accord entre nos calculs théoriques et les résultats expérimentaux pour les noyaux composés $Z=108,110,111$ et 112 , pour le canal d'évaporation $1n$, en utilisant comme valeur de paramètre pour l'énergie de damping 7.5 MeV et la totalité des énergies de correction de couches données par le modèle FRDM.

Nous souhaitons étendre nos calculs à d'autres régions de la carte des noyaux pour pouvoir valider et confirmer l'utilisation des valeurs choisies pour nos paramètres libres. La région qui nous intéresserait serait celle des noyaux composés produits par fusion-évaporation pour le projet Spiral2. Nous souhaitons également, en ce qui concerne nos calculs de temps de fission, inclure le temps du point-selle au point-de-scission, pour pouvoir comparer nos calculs théoriques aux résultats expérimentaux. Ces derniers étant déterminés, dans la majeure partie des cas, par la multiplicité neutrons.

Remerciements

Je remercie tous les participants, organisateurs et coordinateurs pour leur bonne humeur et leur joie de vivre, durant ces Rencontres Jeunes Chercheurs 2005. Je tiens tout particulièrement à remercier mes directeurs de thèse, David Boilley et Maurice Morjean, mais également mon collaborateur Yasuhisa Abe, pour leur

disponibilité et leurs discussions très enrichissantes.

Références

- [1] M.G. Mayer et J.H.D. Jensen, Elementary Theory of Nuclear Shell Structure (Wiley, New York, 1955).
- [2] P. Möller et al., Atomic Data Nucl. Data Tables 59 (1995) 185.
- [3] Y. Abe et B. Bouriquet, Acta Physica Polonica B 34 (2003) 1927 ;
Y. Abe, C. Shen, G. Kosenko, B. Bouriquet, A. Marchix, D. Boilley et B. Giraud, Preprint Ganil P 05-10.
- [4] D.H.E. Gross et H. Kalinowski, Phys. Rep. 45 (1978) 175.
- [5] G. Kosenko et al., Jour. Nucl. Radiochem. Sci. 3 (2002) 19.
- [6] C.W. Shen et al., Phys. Rev. C 66 (2002) 061602(R).
- [7] B. Bouriquet, Y. Abe et D. Boilley, Comp. Phys. Comm. 159 (2004) 1.
- [8] W. Hauser et H. Feshbach, Phys. Rev. 87 (1952) 366.
- [9] V. Weisskopf, Phys. Rev. 52 (1937) 295.
- [10] N. Bohr et J.A. Wheeler, Phys. Rev. 56 (1939) 426.
- [11] J.M. Strutinsky, Phys. Lett. 47 (1973) 121.
- [12] H.A. Kramers, Physica VII 4 (1940) 284.
- [13] A. Bohr et B.R. Mottelson, Nuclear Structure, vol. 1 (W.A. Benjamin, 1969).
- [14] J. Töke et W.J. Swiatecki, Nucl. Phys. A 372 (1981) 141.
- [15] A.V. Ygnatyuk et al., Yad. Fiz. 21 (1975) 485.
- [16] M. Morjean et al., Nucl. Phys. A 630 (1998) 200.